

1)はじめに 近年、温排水の問題に関係して、鉛直上方噴流アリュームの実験が多くなされてきている。これらの実験では、噴流は最終的に浮力によって自由表面まで達し、噴流流体の逆流は自由表面付近に限られ、研究の重点は自由表面における噴流の上昇高および混合域のひろがり等に置かれており、その種の優れた研究には Kotuvinos¹⁾の研究がある。比重の大きな鉛直噴流の最初の研究は、重い食塩水を用いたTurner²⁾の実験であろう。彼は次元解析から無次元噴流高さが一定値であると報告している。筆者は、砂粒子を含んだ鉛直上方噴流の実験より、まず、噴流を噴流領域と砂粒子の沈降性が卓越する領域とに区分し、その後、噴流高さを規定している。

2)次元解析 噴流の構造は、周辺流体の取り込みを表わす質量流束、運動量流束および砂粒子の沈降性による反浮力流束によって特徴づけられ、次のようにそれぞれの流束が定義される。

$$\text{質量流束 } \mu = 2\pi \int_0^{\infty} u \cdot y \, dy \quad \text{運動量流束 } m = 2\pi \int_0^{\infty} u^2 y \, dy \quad \text{反浮力流束 } \beta = 2\pi \int_0^{\infty} (\rho/\rho_f - 1)(u - w_0) g y \, dy$$

噴流出口から任意の位置における速度分布 $u(z, y)$ および濃度分布 $C(z, y)$ を軸上の平均流速 u_m および平均濃度 C_m 、さらに分布型の半値幅 b_1 および b_2 を用いて、

$$u(z, y) = u_m(z) \exp\left[-\ln 2 (y/b_1)^2\right] \quad C(z, y) = C_m(z) \exp\left[-\ln 2 (y/b_2)^2\right]$$

と表わし、各流束に代入して

$$\mu = (\ln 2)^{-1} \pi u_m b_1^2, \quad m = (2 \ln 2)^{-1} \pi u_m^2 b_1^2, \quad \beta = (\ln 2)^{-1} \pi (\rho/\rho_f - 1) g C_m b_2^2 \left[\frac{b_1^2}{b_1^2 + b_2^2} u_m - w_0 \right]$$

を得る。ここに w_0 は砂粒子の沈降速度である。いま、噴流の特性長さを L および特性速度を U とすると、

$$f_1(L, U, \mu, m, \beta) = 0 \quad \text{より} \quad f_2\left(\frac{L\beta^{\frac{1}{2}}}{m^{\frac{3}{2}}}, \frac{U\mu^{\frac{1}{2}}}{\beta^{\frac{1}{2}}}, \frac{U^2\beta}{m^{\frac{1}{2}}}\right) = 0 \quad (1)$$

を得る。上式左辺第3項はリチャードソン数 Ri である。

3)噴流領域区分 さて、軸上流速分布より噴流領域と区分する。

図-1と2は、噴流領域および逆アリューム領域の中心軸上における無次元速度と無次元高さである。

噴流領域では $u_{mx} = A_1 Z_{1*}^{-1}$ が成立しており、

逆アリューム領域では $u_{mx} = A_2 Z_{2*}^{-\frac{1}{2}}$ を期待する。ここに Z_{1*} は $Z_{1*} = Z \beta_0^{\frac{1}{2}} / m_0^{\frac{1}{2}}$ であり、逆アリューム領域では、もはや出口での運動量 m_0 は有意ではないので、高さ Z の無次元として $Z_{2*} = Z(\beta/\rho_0)^{\frac{1}{2}}$ を使用している。ここに添字0は、すべて出口の値を示す。両式より、噴流領域と逆アリューム領域との境界高さ Z_c は、境界高さ Z_c でそれぞれの軸上速度が接続するという条件および図-2より、逆アリューム領域のこう配 $\alpha = 3$ とすると

$$Z_{1c*} = \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{\rho_0^2 \beta_0}{m_0^{\frac{1}{2}}} \right)^{0.45} = \frac{A_2}{A_1} Ri_0^{0.45} \quad (2)$$

を得る。図-3の実験値は、反浮力流束 $\beta = 0$ となる高さを境界高

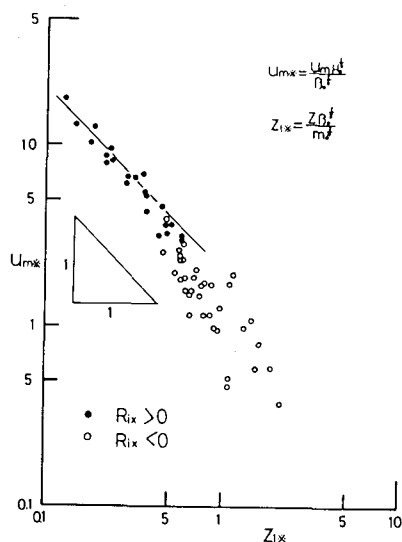


図-1 u_{mx} と Z_{1*}

さ z_c としている。同図より、上式はほぼ実験結果と一致している。

半値幅 b_1 について、半値幅 b_1 の変化率 db_1/dz は、噴流の場合とアリュームの場合とは異なり、 $(db_1/dz)_{\text{噴流}} > (db_1/dz)_{\text{アリューム}}$ である。そこで、今回の実験による噴流領域と逆アリューム領域とで b_1 に差異が現われることを期待したが、速度分布より得られた半値幅 b_1 は、噴流領域と逆アリューム領域とでほとんど差異が見られなかった。

4)最大上昇高さ 噴流の最大高さでは、特性速度 U はもはや有意ではないので、式(1)より、

$$\frac{H_{\max} \cdot \beta_0^{\frac{1}{2}}}{m_0^{\frac{1}{2}}} = f_3 \left(\frac{\mu_0^2 \beta_0}{m_0^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (3)$$

を得る。さらに、この最高位置では、もはや運動量流束 m_0 も有意ではないので、関数 f_3 に指数型を期待し、出口での運動量流束 m_0 を消去すると、

$$\frac{H_{\max} \cdot \beta_0^{\frac{1}{2}}}{m_0^{\frac{1}{2}}} = A_3 \cdot \left(\frac{\mu_0^2 \beta_0}{m_0^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{3}{10}} \quad (4)$$

すなわち、 $H_{\max} = A_3 \cdot R_{i0}^{0.3}$ を得る。図-4は、噴流の管径を3種類かえた実験結果である。なお同図中には、ラセン管から噴出した噴流最大高さも示してある。同図より、上式は実験とほぼ一致しており、さらにラセン噴流の場合には、最大高さが減少する傾向を示している。ここにラセン管は、縦5cm、横10cm、高さ30cmのアクリル柱の中心に直径5mmの穴をあけ、中に直径1mm平均ピッチ10.9mmのピアノ線を入れて製作した。

$H_{\max}$ の測定については、35mmカメラで2秒間隔に36枚噴流を写し、36個の平均値より $H_{\max}$ を決定している。なおビデオ解析装置を用い、100分の1秒でデータ数2千個以上をサンプリングし、スペクトル解析を行い、噴流高さに規則性のないことを確認している。

5)おわりに 砂粒子を含んだ鉛直上方噴流実験

より、噴流高さ $H_{\max}$ および境界高さ z_{ic} を決定した。噴流問題では通常、Entrainment係数を導入し、さらに速度分布および濃度分布の経験式と併用して、速度や濃度の挙動を調べている。今回は、湯水の鉛直排水問題等を考えるには、まず排水の最高高さ $H_{\max}$ ならびに逆流領域を規定する必要があると考え、以上の実験を行った。今後は、この逆アリューム領域の構造を検討していきたい。

6)参考文献 (1)Kotsovinos, N. E., E. J. List: Plane turbulent buoyant jets. Part 1. Integral Properties, J. F. M., vol. 81, PP. 25-44, 1977.

(2)Turner, J. S.: Jets and Plumes with negative or reversing buoyancy, J. F. M., vol. 26, PP. 779-792, 1966.

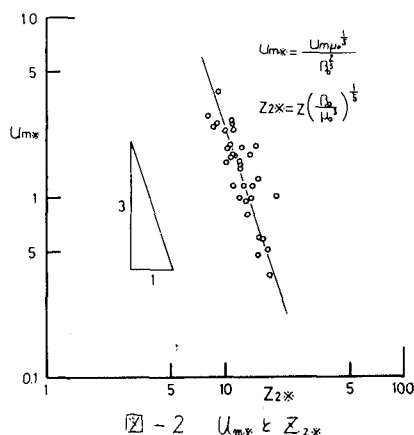


図-2 $U_{\max}$ と z_c

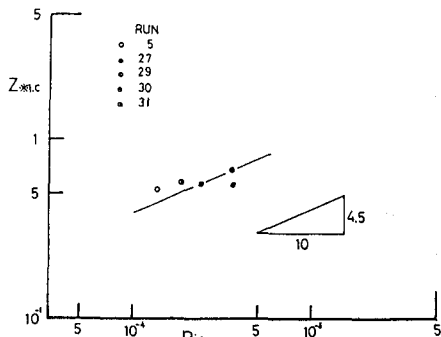


図-3 z_{ic} と R_{i0}

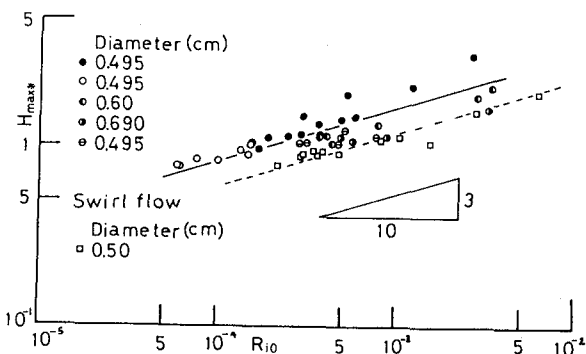


図-4 $H_{\max}$ と R_{i0}